



TITLE:

稀薄磁性体における周期構造(強い  
相関をもつゆらぎの統計物理学,科  
研費研究会報告)

AUTHOR(S):

川崎, 辰夫

---

CITATION:

川崎, 辰夫. 稀薄磁性体における周期構造(強い相関をもつゆらぎの統計物理学, 科研費研究会報告). 物性研究 1983, 40(5): 16-21

ISSUE DATE:

1983-08-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91117>

RIGHT:

# 稀薄磁性体における周期構造

京大・教養 117 崎辰夫

相対抗する相互作用を持つ系の一つ — 軸方向に Next-Nearest-Neighbor Interaction を持つ Ising モデル (ANNNI モデル) の性質が最近再び話題となっている。その簡単な survey と最近行った研究について報告する。

## 1) 実験データ

稀土類金属群のいくつかについて興味ある事実が報告されているが、ここでは問題を明確にするため、CeSb に限って要約してみる。Ce<sup>3+</sup>イオンは  $S = \frac{5}{2}$  であり FCC 構造をとる。図1に示すように {001} 面内は強磁性的 ( $J = 0.124 \text{ T}_N$ ) で面間は  $J(mn) = -J$ ,  $J(mnn) = -0.09 \text{ T}_N$  と反強磁性的である。極低温 (数度以下) では図のような ↑↑↓↓型の反強磁性構造となる。この磁性構造は温度変化を示し、例えば中性子散乱による peak の位置の温度変化として観測される。(図2) =  $h$  を横軸に温度をとってまとめると図3のようになる。周期構造のピッチは温度と共に半調に変わらず gap を伴った階段状の変化

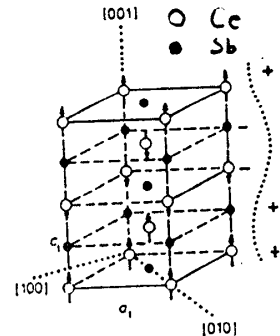


図 1

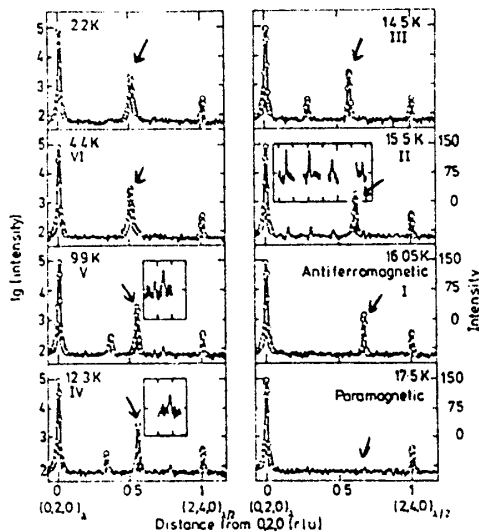


図 2

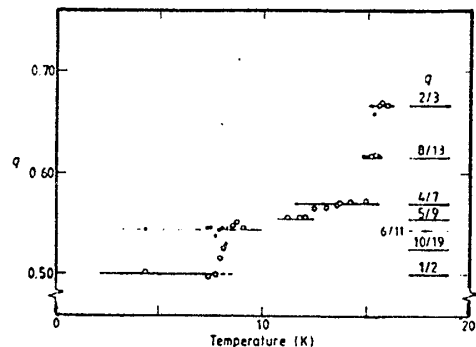
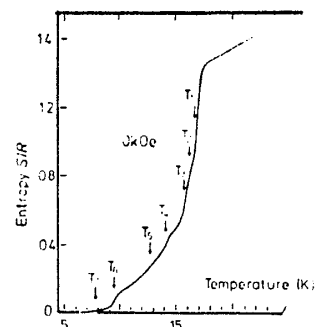


図 3

を示す。このピッチの Jump に相当する位置における エントロピーの温度変化を図4に示す。図からよく一見躍ろかに変化しているように見えるが、各 Jump における エントロピーの値が観測されている。これに等しい比熱の変化を次頁 図5に示す。外場を加えた場合を考慮までにかかげておく。(図6)

図 4



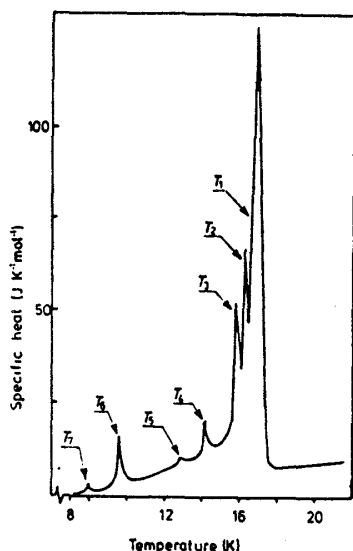


図 5

このように見られる周期構造がいわゆる Commensurate 相ばかりで構成されているのか incommensurate 相を含むのか、両者の間の転移はどうなっているのか等が興味ある問題点である。

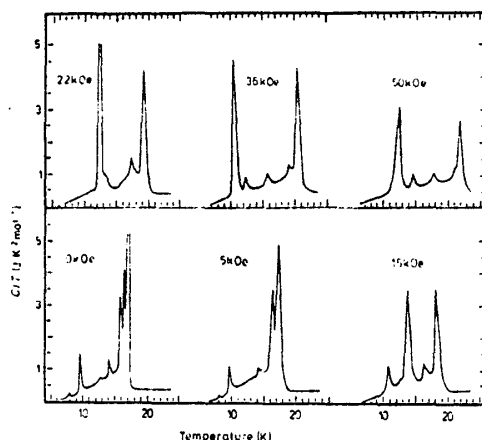


Figure 6. Variation of  $C/T$  with temperature at constant magnetic field for CeSb with  $H \parallel [001]$

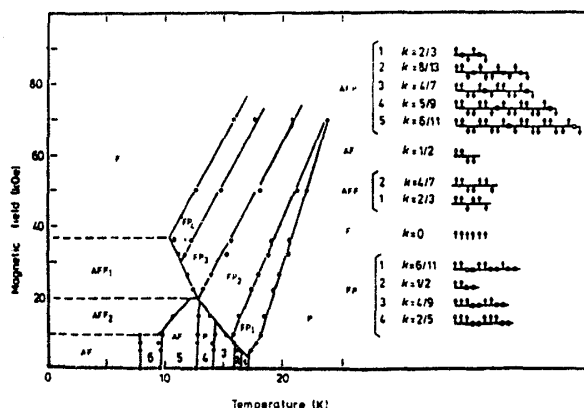


図 7

2) 理論的發展 ここでは理論のすべてを survey するのではなく、最近の仕事の説明をするのに必要な範囲にとどめる。ANNNI モデルのハミルトニアンは

$$H = -\sum_j J_1 \sigma_j \sigma_{j+1} - \sum_j J_2 \sigma_j \sigma_{j+2} \quad \text{----- (1)}$$

で与えられる。  $J_1, J_2$  は図 7 で示された定義に従い  $\sigma = \pm 1$  とする。階段状の構造は Bak 3 に基づいて最初に表示した。分子場近似の範囲内で

$$H_j = -\sum_j J_1 \langle \sigma_j \rangle - \sum_j J_2 \langle \sigma_j \rangle \quad \text{----- (2)}$$

で有効磁場を定義すると

$$\langle \sigma_j \rangle = \tanh(H_j/k_B T) \quad \text{----- (3)}$$

となり自由エネルギーは

$$F = \frac{1}{N} \sum_j -k_B T \ln \text{Tr} e^{-H_{\text{eff}}/k_B T} \quad \text{----- (4)}$$

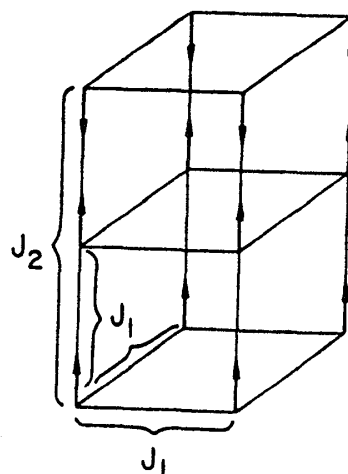


図 8

で与えられる。ただし

$$H_{MF} = - \sum H_j \sigma_j + \frac{1}{2} \sum H_j \langle \sigma_j \rangle \quad \text{--- (5)}$$

ここで  $\sigma_j$  などの  $j$  は  $z$ -方向の layer の番号を与えるものとし  $\langle \sigma_j \rangle$  は  $j$  番目の layer の平均の磁化を表す。(2), (3) を Self-consistent に解くことにし、どのような構造が可能かが与えられ、その中での安定相が (4) を最小とすることにより決定される。 $z$ -方向に2層として求めた結果が

図8に示してある。如  $T/J \sim 5$  の近傍では安定な波数が極めて急激に変化しているが、連続的ではない。 $1/4$  から  $4/13$  までには可能なあるゆる有理数倍の周期を占めている。 $(J_1 = -4, J_2 = -2.82)$   $z$  軸方向の層の数を長くすると周期の数もあがりゆる有理数倍をもうとするという形で増加する事から  $\infty$  のカンプルでは無限回の階段が存在し、任意の2つの step の間に必ず step が存在するという構造 Devil's Staircase が形成されていると考えられている。 $J_2/J_1$  の比を変えた事により相図をつくると図9のようになる事が知られている。図における黒い部分には高次の Commensurate 相を含む Im-

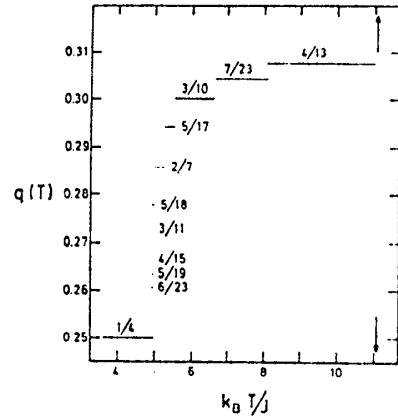


図 8

Commensurate 相を含む Im-

Commensurate 相が存在すると主張しているが、他方 Fisher らは Commensurate 相のみで且つ特定のピッチのものしか存在せず、いわゆる Devil's Staircase にはなり得ないという結論を得ており、未だ問題は Settle していない。Bak

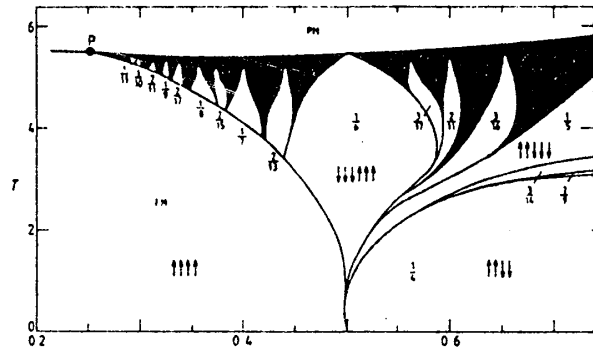


図 9

らは更に先述で Incommensurate 相の存在を (4) に基き、最近の Chaos などの研究で開発された手法を用いて証明しようとしている。しかし元来、近似理論から出発し、更に近似を積み重ねた上での結論なので、決定的な証明とはなっていない。

Monte Carlo Simulation による結論も結局はサイズの有限性にはばまれ、Commensurate 相の存在を示しうるものの Incommensurate 相が存在するかどうかについては、有効な手段とはなっていない。最低限分子場近似の結論は保証している。その例を図11, 12に示す。

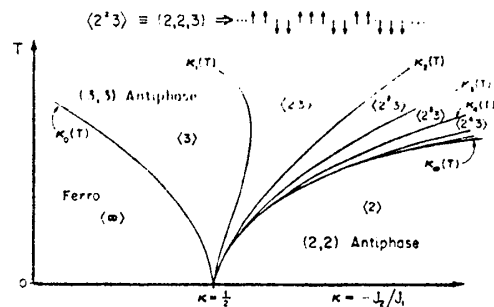


図 10

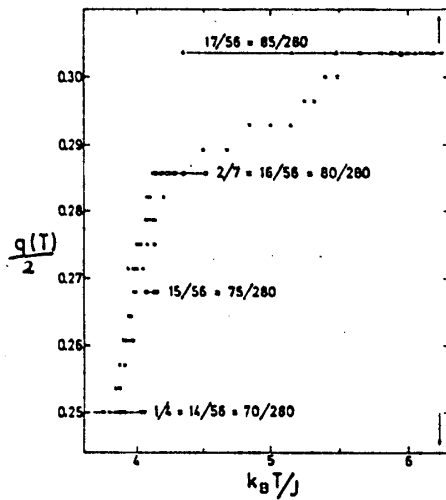


図 11  $J_2/J_1 = 0.7$  ( $J_1 = -4, J_2 = -2.8$ )

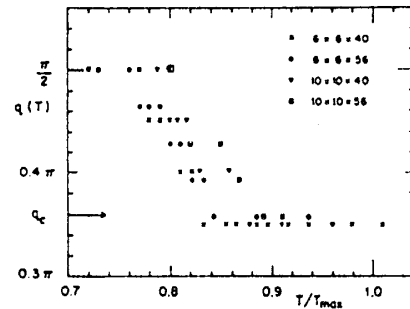


図 12

$$J_2/J_1 = -0.6 \quad (J_1 = 1, J_2 = -0.6)$$

図 11 は図 8 と比較すべきものであり, 図 12 は  $J_2/J_1 = -0.6$  の例である。極低温相のピッチが  $1/4$  周期である又は  $J_2$  の符号による。低次元系についてはそれ特有の性質を反映した興味ある問題が知られているが本報告では割愛する。

3) 稀釈化された ANNNI モデル 稀釈化は相互作用の path, イオンの位置, トポロジカルな配置にゆらぎをつくる。それによる極めて自然な疑問は a) 臨界濃度はどうなるか。それはいわゆるパーコレーション濃度とどう関係にあるか。 b) 周期構造は濃度に依存するか。Incommensurate 相を生じやすくするか。 c) Chaotic 相をつくるのに favorable となるか。などが考えられる。ここでは a), b) について考えてみる。④ のハミルトニアン系について高温展開法で転移温度の  $J_2/J_1$  及び濃度  $p$  に対する依存性を調べてみると図 13, 14 のようにまとめられる。図 13 の傾向

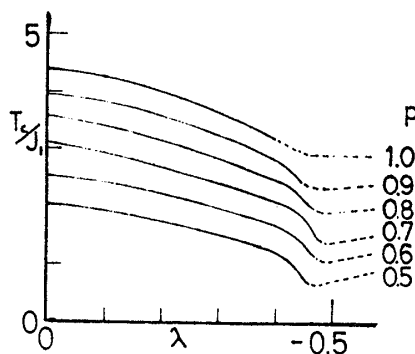


図 13

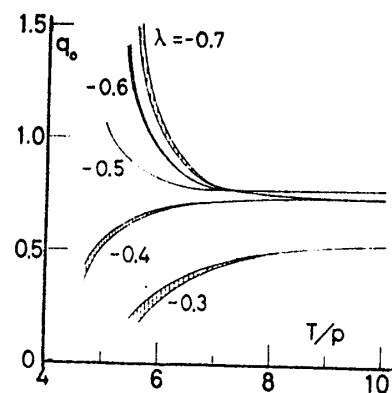


図 14

からは完全系における周期構造発生のための臨界結合定数は  $J_2/J_1 = -0.5$  が稀釈に対して不変に保たれるという性質が読みとれる。図 14 は波数  $q$  の温度変化を  $J_2/J_1$  をパラメータとしてプロットしたものである。図 12 は図 14 の  $\lambda = -0.6$  と対応すべきものである。

以下は Computer Simulation による結果である。サイズは  $10 \times 10 \times 40$ , time は  $2000 \sim 8000$  MCS/spin. 初期構造は  $\uparrow\downarrow\uparrow$  の周期構造をとりランダムに稀釈したものである。Z 方向の周期は  $M(z)$  の Fourier 振巾を計算することから求め、Structure 因子の波数依存性とも合わせて決定した。

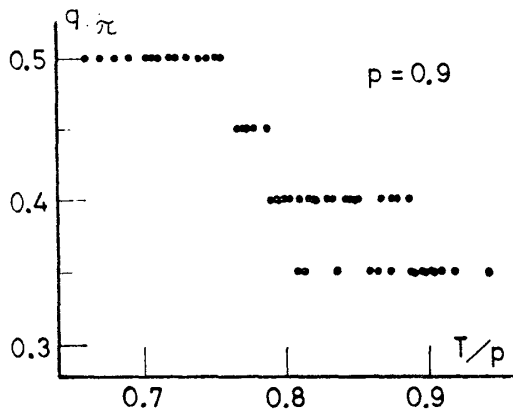


図 15

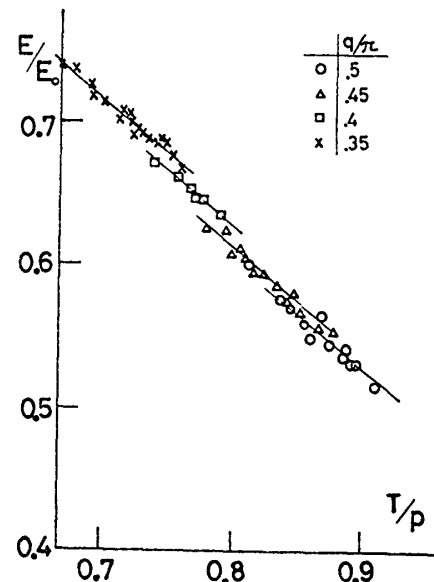


図 16

図15は図12の稀釈版である。ピッチの値は全く等しく、又  $T/p$  でスケールすると両者はほぼ完全に重ね合わせることが出来る。その裏から見れば限りにおいては稀釈は周期構造を壊さないといえる。しかし内部エネルギーを調べてみると、図16からわかるようにピッチ間の Jump に相当するエネルギーの Jump は明らかではなく、むしろ連続に近い。この裏は完全系とは明らかに異なる相である。そこで横軸に濃度  $p$  とし、異なる温度におけるピッチの濃度依存性を表したのが図17である。ピッチは濃度変化と共に Simulation のサイズで許されるピッチの値にとることがわかる。更に  $p \approx 0.5$  近傍でピッチを延長させる Fourier 成分の中に dominant なものがなくなり特定できない状況にいたる。その状況を Z 軸に直交する面の平均の磁化の大きさの変化で表したものが図18であり、それに対する

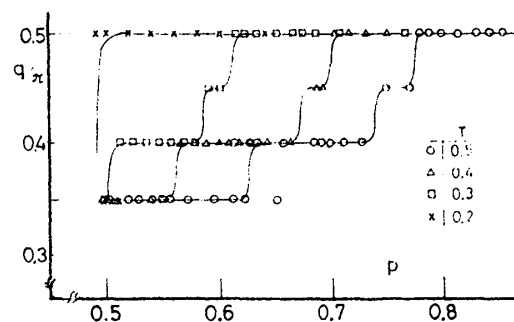


図 17

した Structure Factor を示したのが図19である。濃度が減ると共に面内の磁気秩序が保てなくなる事が周期構造崩壊の原因となっている事がわかる。2次元 Ising 系の  $P_c$  は 0.6 であるから 3次元的方向 Coupling が存在する

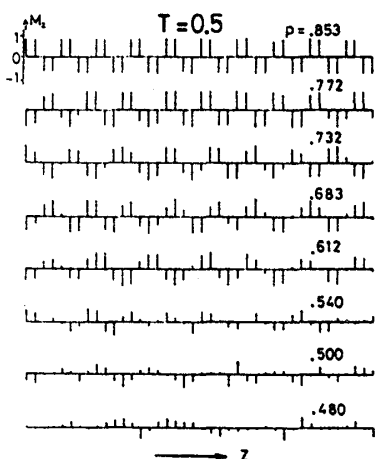


図 18

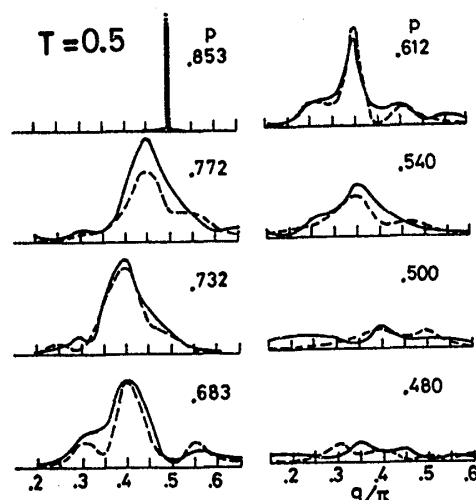


図 19

場合の2次元の臨界濃度という意味で  $p_c$  が 0.5 近傍にっている事が理解される。  
最後に、果して稀釈系、基底状態は本当に変わっていないのかについてのデータを2つ。

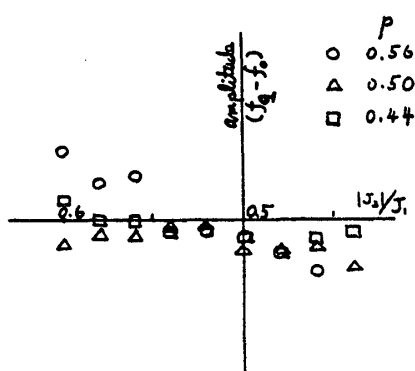


図 20

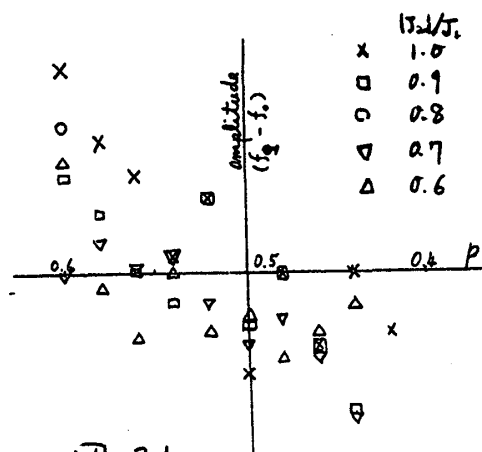


図 21

これは  $T=0$  における Energy を 4 スピンフリップまで考慮してエネルギー最低状態を求めたものの解析である。図 20 から  $J_2/J_1$  は稀釈にも -0.5 が同様に完全の臨界結合定数の比であり、図 21 から  $p_c \approx 0.5$  が  $J_2/J_1$  の比に等しい事を示している。誤向 c) については別の機会にゆずる。

#### 文献

- C-IC 転移の全般的 Review P. Bak; Rep. Prog. Phys. 45 (1982) 587
- CeSb の実験データ J. Phys. C 11 (1978), 345, C13 (1980) 6381 et
- 理論関係は上記 Review 参照
- 最近の研究 T. Kawasaki; J. Phys. Soc. Jpn 52 (1983) suppl 239  
J. Mag. Mag. Matl (to be published)